

46

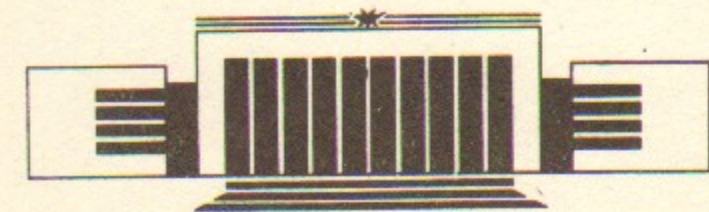


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.М.Аульченко, С.И.Долинский, В.П.Дружинин,
М.С.Дубровин, С.И.Эйдельман, Е.С.Глускин, В.Б.Голубев,
В.Н.Иванченко, П.М.Иванов, Г.Я.Кезерашвили, И.А.Кооп,
А.П.Лысенко, А.А.Михайличенко, И.Н.Нестеренко,
Е.В.Пахтусова, Е.А.Переведенцев, А.Н.Перышкин,
А.А.Полунин, И.Ю.Редько, С.И.Середняков, В.А.Сидоров,
А.Н.Скринский, А.С.Соколов, Ю.М.Шатунов,
И.Б.Вассерман, П.В. Воробьев, Ю.В. Усов

**ПОИСК ПРОЦЕССОВ С МАЛЫМ СЕЧЕНИЕМ
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ
С НЕЙТРАЛЬНЫМ ДЕТЕКТОРОМ НА ВЭПП-2М**

ПРЕПРИНТ 87-90



НОВОСИБИРСК

Поиск процессов с малым сечением
в экспериментах с Нейтральным детектором
на ВЭПП-2М

В.М.Аульченко, С.И.Долинский, В.П.Дружинин,
М.С.Дубровин, С.И.Эйдельман, Е.С.Глускин, В.Б.Голубев,
В.Н.Иванченко, П.М.Иванов, Г.Я.Кезерашвили, И.А.Кооп,
А.П.Лысенко, А.А.Михайличенко, И.Н.Нестеренко,
Е.В.Пахтусова, Е.А.Переведенцев, А.Н.Перышкин,
А.А.Полунин, И.Ю.Редько, С.И.Середняков, В.А.Сидоров,
А.Н.Скринский, А.С.Соколов, Ю.М.Шатунов,
И.Б.Вассерман, П.В. Воробьев, Ю.В. Усов

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

В работе приводятся новые результаты экспериментов, выполненных с Нейтральным детектором. Измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ в пороговой области. Впервые наблюдался распад $\omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-$, и измерена его относительная вероятность:

$$B(\omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-) = (0.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}.$$

Получены ограничения для относительных вероятностей редких распадов векторных мезонов на уровне достоверности 90%:

$$B(\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0) < 4 \cdot 10^{-5},$$

$$B(\Phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma) < 2.5 \cdot 10^{-3}.$$

В реакции $e^+e^- \rightarrow \rho, \omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ установлен верхний предел амплитуды электромагнитного ρ - ω -смешивания и относительной вероятности распада $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$:

$$|\delta| < 2.1 \text{ МэВ}, \quad B(\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) < 5.8 \cdot 10^{-4}.$$

Установлены верхние пределы электронных шириин С-четных мезонов:

$$\Gamma(\eta' \rightarrow e^+e^-) < 0.06 \text{ эВ},$$

$$\Gamma(f_0(975) \rightarrow e^+e^-) < 8.4 \text{ эВ},$$

$$\Gamma(f_2(1270) \rightarrow e^+e^-) < 1.7 \text{ эВ},$$

$$\Gamma(f_0(1300) \rightarrow e^+e^-) < 20 \text{ эВ},$$

$$\Gamma(a_0(980) \rightarrow e^+e^-) \cdot B(a_0(980) \rightarrow \pi^0\eta) < 1.5 \text{ эВ},$$

$$\Gamma(a_2(1320) \rightarrow e^+e^-) < 25 \text{ эВ}.$$

© Институт ядерной физики СО АН СССР

ВВЕДЕНИЕ

Приводятся результаты экспериментов, выполненных с Нейтральным детектором [1] на электрон-позитронном накопителе ВЭПП-2М. Набор статистики проводился с 1982 года в диапазоне энергии $2E$ от 0.5 до 1.4 ГэВ. В настоящее время эксперименты закончены. Записано около 50 млн. событий с интегральной светимостью 19 пб^{-1} . Значительная часть данных уже обработана и результаты опубликованы. Настоящая работа посвящена изучению редких распадов мезонов и процессов с малым сечением.

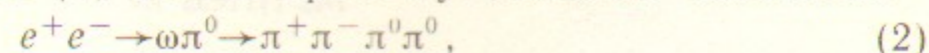
1. ПРОЦЕСС $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ НА ПОРОГЕ

Пороговой областью для процесса

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0 \quad (1)$$

в данной работе считается энергетический интервал $2E < 1 \text{ ГэВ}$. Ранее пороговое поведение сечения изучалось в работах [2, 3], где было обнаружено, что в интервале энергии $2E$ от 0.9 до 1 ГэВ сечение возрастает от нуля до 5 нб. В области больших энергий $2E > m_\Phi = 1.02 \text{ ГэВ}$ имеется довольно много экспериментальных данных [3, 4, 5]. Наиболее точные измерения были сделаны в экспериментах с Нейтральным детектором на ВЭПП-2М [6]. Было показано, что сечение процесса (1) возрастает от 10 нб при энер-

гии $2E = m_\omega$ до 45 нб при энергии $2E = 1.4$ ГэВ. Значительный вклад в полное сечение (1) вносит промежуточное $\omega\pi^0$ -состояние



которое хорошо выделяется по распаду $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ [6]. Это промежуточное состояние было так же изучено в работе [7] по распаду $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$. Вклады других промежуточных состояний, например, ρ или $a_1\pi$, явно не выделяются. Изучение энергетической зависимости порогового сечения процесса (1) может прояснить вопрос о его промежуточных состояниях.

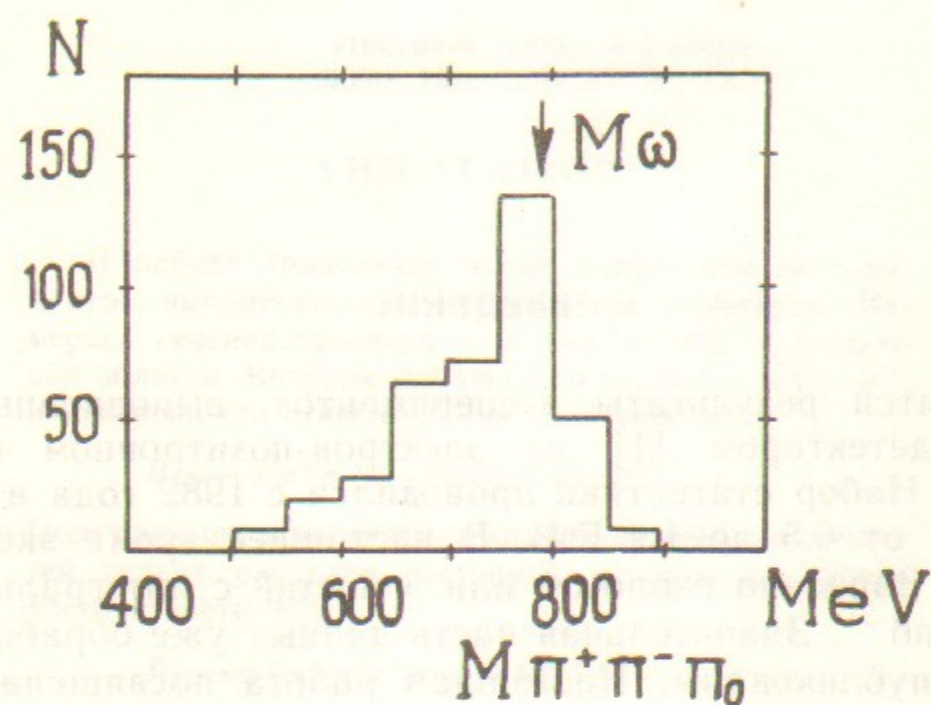


Рис. 1. Спектр масс $\pi^+\pi^-\pi^0$ -системы для отобранных событий процесса (1). Пик на массе ω -мезона свидетельствует о значительном вкладе процесса (2).

В настоящей работе приводятся результаты эксперимента в области энергии $2E$ от 0.85 ГэВ до 1.005 ГэВ с интегральной светимостью 1.7 пб^{-1} . Отбор событий процесса (1) проводился так же, как в работе [6] — выделялись события с двумя заряженными частицами и четырьмя или более фотонами, причем в системе конечных фотонов требовалось наличие двух π -мезонов. В каждом событии должны были выполняться законы сохранения энергии и импульса.

В выбранном энергетическом диапазоне было найдено 287 событий, удовлетворяющих заданным условиям отбора. Спектр масс $\pi^+\pi^-\pi^0$ -системы в найденных событиях при энергии $2E > 0.95$ ГэВ показан на рис. 1. Виден пик на массе ω -мезона, что свидетельствует о наличии промежуточного $\omega\pi^0$ -состояния.

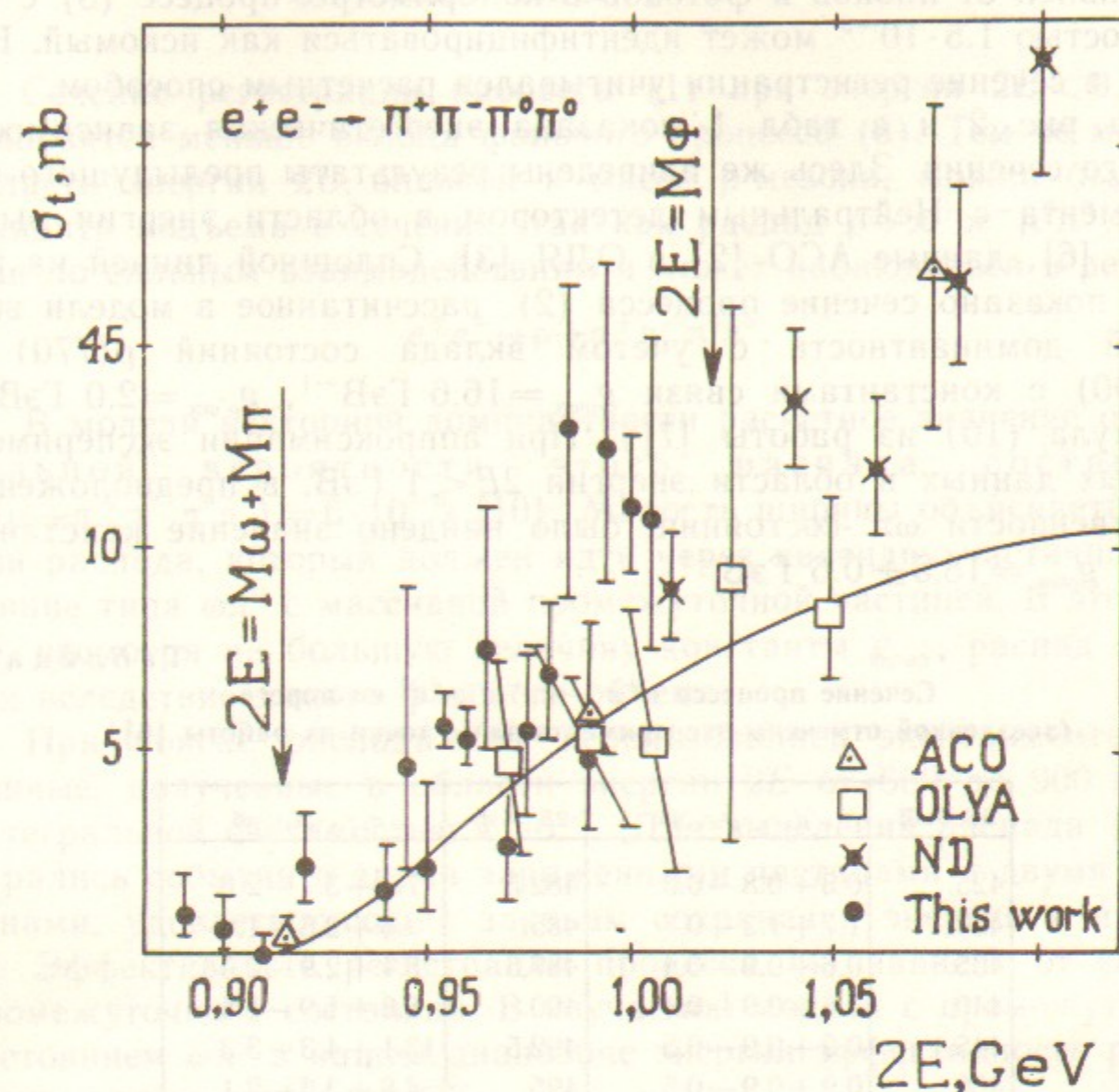
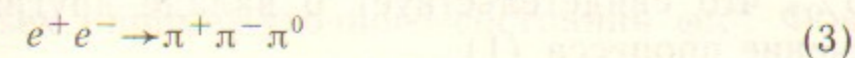


Рис. 2. Полное сечение реакции (1). Сплошной линией показан расчетный вклад процесса (2) согласно работе [7].

Полное сечение процесса (1) σ_T получалось из формулы $\sigma_{vis} = \varepsilon \cdot b \cdot \sigma_T$, где σ_{vis} — измеренное сечение регистрации; ε — эффективность регистрации процесса (1), найденная моделированием методом Монте-Карло [8] и равная $4.4 \pm 0.3\%$ для $\omega\pi^0$ -модели при энергии $2E = 1$ ГэВ; b — радиационная поправка, которая для растущего сечения в области порога меняется в пределах от 0.85 до 0.90. Систематическая ошибка определяется неточностью моделирования ядерного взаимодействия пионов с материалом Нейтрального детектора и принята равной 10%.

Основной фоновый процесс в этой области энергии



имеет сечение 30 нб при энергии $2E=1$ ГэВ [9]. Из-за раздвоения ливней от пионов и фотонов в калориметре, процесс (3) с вероятностью $1.5 \cdot 10^{-3}$ может идентифицироваться как искомый. Его вклад в сечение регистрации учитывался расчетным способом.

На рис. 2 и в табл. 1 показана энергетическая зависимость полного сечения. Здесь же приведены результаты предыдущего эксперимента с Нейтральным детектором в области энергии выше 1 ГэВ [6], данные АСО [2] и ОЛЯ [3]. Сплошной линией на рисунке показано сечение процесса (2), рассчитанное в модели векторной доминантности с учетом вклада состояний $\rho(770)$ и $\rho'(1600)$ с константами связи $g_{\rho\omega\pi} = 16.6 \text{ ГэВ}^{-1}$, $g_{\rho'\omega\pi} = 2.0 \text{ ГэВ}^{-1}$ (формула (10) из работы [7]). При аппроксимации экспериментальных данных в области энергии $2E < 1$ ГэВ, в предположении единственности $\omega\pi^0$ -состояния, было найдено значение константы связи: $g_{\rho\omega\pi} = 18.5 \pm 0.6 \text{ ГэВ}^{-1}$.

Таблица 1

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ на пороге
(звездочкой отмечены экспериментальные точки из работы [6])

2E, МэВ	$\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0}$, нб	2E, МэВ	$\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0}$, нб
425.	0.3+0.8-0.3	482.5	7.4+3.7-2.6
430.	1.7+1.2-0.7	485.	2.6+2.6-1.4
435.	0.6+0.9-0.4	487.5	5.4+2.9-2.0
440.	0.6+0.9-0.4	490.	6.8+1.9-1.5
445.	0.9+0.9-0.5	492.5	13.1+4.3-3.3
450.	0.9+0.9-0.5	495.	4.8+3.3-2.1
455.	0.0+0.4	497.5	12.5+4.3-3.3
460.	2.1+1.5-0.9	500.	11.0±1.7
470.	1.5+1.2-0.7	502.5	10.8+4.4-3.2
472.5	4.6+4.5-2.5	505.*	9.1±1.3
475.	2.1+2.1-1.2	520.*	13.6±1.8
477.5	5.6±0.7	530.*	11.9±1.9
480.	5.2±0.7		

Полученные результаты свидетельствуют о значительном вкладе промежуточного состояния $\omega\pi^0$ в пороговой области. Как следует из рис. 2, рост сечения начинается на пороге рождения $\omega\pi^0$ -системы, однако полное сечение больше, чем расчетный вклад от реакции (2). При энергии $2E=1$ ГэВ превышение составляет уже 50%, что свидетельствует о вкладе других механизмов в полное сечение процесса (1).

2. ПОИСК РАСПАДА $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$

Сечение регистрации процесса (1) при энергии $2E < 0.9$ ГэВ становится меньше вклада фонового процесса (3). Тем не менее в области энергии $2E$, близкой к массе ρ -мезона, можно было бы ожидать подъема в сечении, так как распад $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ разрешен по сильным взаимодействиям и может наблюдаться в реакции

$$e^+e^- \rightarrow \rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0. \quad (4)$$

В модели векторной доминантности расчетное значение относительной вероятности этого распада составляет $B(\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0) = 6 \cdot 10^{-6}$ [10]. Малость ширины объясняется схемой распада, который должен идти через квазидвухчастичное состояние типа $\omega\pi^0$ с массивной промежуточной частицей. В этой схеме, несмотря на большую величину константы $g_{\rho\omega\pi}$, распад подавлен вследствие малого фазового объема.

При поиске распада (4) использовались экспериментальные данные, полученные в области энергии $2E$ от 660 до 900 МэВ с интегральной светимостью 4 пб^{-1} . Для выделения распада (4) отбирались события с двумя заряженными частицами и двумя π^0 -мезонами, удовлетворяющие законам сохранения энергии и импульса. Эффективность регистрации процесса (4) зависит от состава промежуточного состояния. В изучаемой модели с промежуточным состоянием $\omega\pi^0$ в нашем диапазоне энергии эффективность регистрации растет от 1% до 4%.

Сечение регистрации отобранных событий (рис. 3,а) определяется основным фоновым процессом

$$e^+e^- \rightarrow \rho\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \quad (5)$$

имеющим сечение в максимуме ω -резонанса 1.5 мкб и эффективность $3.6 \cdot 10^{-4}$ для перечисленных критериев отбора событий.

При аппроксимации данных был учтен вклад искомого (4) и фонового (5) процессов. Сечение процесса (4) описывалось кривой Брейт—Вигнера

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0) = \sigma_0 \frac{m_\rho^2 \Gamma_\rho^2}{(s - m_\rho^2)^2 + m_\rho^2 \Gamma_\rho^2} \frac{F(s)}{F(m_\rho^2)}, \quad (6)$$

где $s = 4 \cdot E^2$; σ_0 — сечение процесса при $s = m_\rho^2$; $F(s)$ — фактор, учитывающий фазовый объем промежуточного состояния $\omega\pi^0$. Фоно-

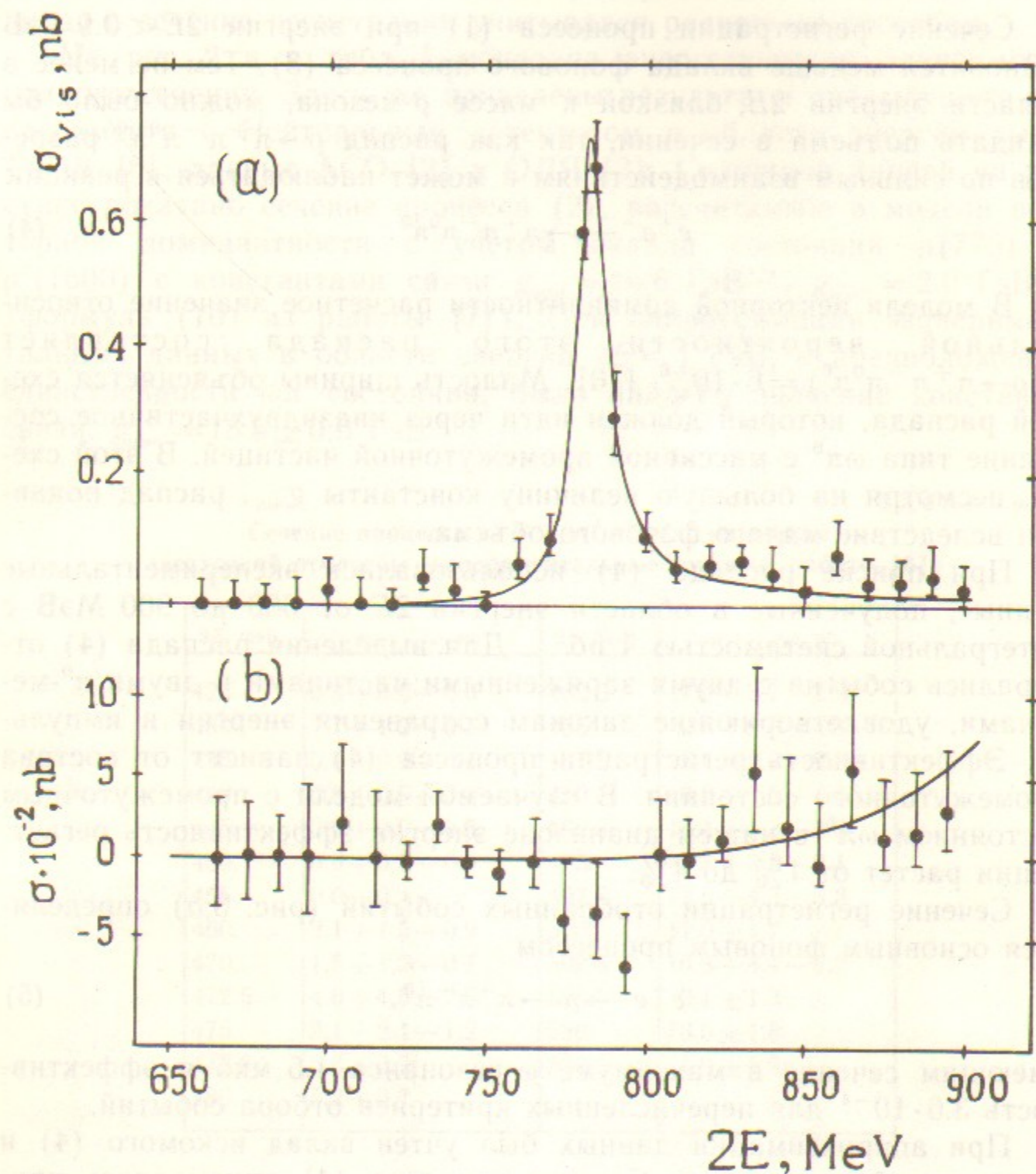


Рис. 3. Сечение регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$:
 а — эксперимент, сплошная линия — оптимальная кривая для процесса (5); б — разница между экспериментальным сечением регистрации (рис. 3, а) и оптимальным вкладом от процесса (5), сплошная линия соответствует предельному значению вклада от распада (4) на 90%-ном уровне достоверности.

вый процесс (5) описывался также кривой Брейт—Вигнера с учетом ω — Φ -интерференции и промежуточного состояния ρ . При обработке учитывались радиационные поправки к процессам (4) и (5). Полученное значение ширины ω -мезона согласуется с нашим результатом [11], однако сечение в максимуме ω -резонанса отличается в 1.5 раза от ранее измеренной величины. По-видимому, это обстоятельство связано с большими систематическими ошибками определения эффективности регистрации процесса (5) в том случае, когда он регистрируется как четырехчастичный процесс (4).

Сечение регистрации искомого процесса (4) может быть найдено как разница между общим сечением регистрации и вкладом от процесса (5) (рис. 3, а). Эта разница показана на рис. 3, б. Там же показан ожидаемый энергетический ход сечения искомого процесса (4), который является быстрорастущей функцией от энергии (6). В сечение регистрации отобранных событий, кроме процессов (4), (5), могут давать вклад другие физические процессы, например, квантовоэлектродинамические, а также космический и пучковый фон, которые при аппроксимации не учитывались. Поэтому результаты работы интерпретируются в виде верхнего предела на сечение процесса (4): $\sigma_0 < 0.04$ нб. Соответствующий предел для вероятности распада $B(\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0) = \sigma_0/\sigma_\rho$, где $\sigma_\rho = 1.1$ мкб — сечение рождения ρ -мезона, на уровне достоверности 90% составляет

$$B(\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0) < 4 \cdot 10^{-5} \quad \text{или} \quad \Gamma(\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0) < 6 \text{ кэВ} \quad (7)$$

(промежуточное состояние $\omega\pi^0$).

Лучшее предыдущее ограничение на распад $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ составляло $2 \cdot 10^{-4}$ [3].

3. ПОИСК РАСПАДА $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

Эффект ρ — ω -смешивания, проявляющийся в распадах ρ - и ω -мезонов, идущих с нарушением G -четности, ранее наблюдался в распаде $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$. Относительная вероятность этого распада составляет [12]

$$B(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-) = 1.7 \pm 0.2\% \quad (8)$$

Другой распад такого типа $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ до сих пор не обнару-

жен. Установлен лишь модельно зависимый верхний предел вероятности этого распада [13]

$$B(\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) < 1.5\%. \quad (9)$$

В модели электромагнитного ρ — ω -смешивания [14] переходы $\rho \leftrightarrow \omega$ описываются с помощью комплексного параметра смешивания $\varepsilon \simeq 2 \cdot i\delta/\Gamma_\rho$, где δ —практически действительная амплитуда перехода. Вероятности распадов $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ выражаются через один и тот же параметр δ . Предсказания этой модели для вероятности распада $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^-$ согласуются с экспериментальным значением (8). Расчетная вероятность распада $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ составляет около $7 \cdot 10^{-4}$, если при вычислении учитывать площадь под резонансной кривой. Недавно появилась работа [15], в которой на основе данных о распадах J/ψ -мезона предполагается наличие распада $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ с вероятностью 10^{-2} , что уже противоречит предсказаниям модели [14].

Цель настоящей работы состоит в изучении ρ — ω -интерференции в реакции

$$e^+ e^- \rightarrow \rho, \omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0. \quad (10)$$

Трудность регистрации процесса $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ состоит в том, что он проявляется как незначительное искажение кривой возбуждения узкого ω -резонанса в канале $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. Полное сечение процесса (10) с учетом ρ — ω -интерференции [14] и вклада Φ -мезона имеет вид:

$$\sigma_{\pi^+ \pi^- \pi^0}(s) = |A_\omega \cdot (1 + A_\rho) + A_\Phi e^{i\theta_\Phi}|^2 (1 + \delta_R),$$

$$A_V = \frac{m_V \Gamma_V \cdot \sqrt{\sigma_V \cdot F(s)/F(m_V^2)}}{m_V^2 - s - i\sqrt{s} \Gamma_V(s)}, \quad V \equiv \omega, \Phi, \quad (11)$$

$$A_\rho = \sqrt{\frac{\Gamma_{\rho ee}}{\Gamma_{\omega ee}}} \cdot \frac{2|\delta| e^{i\theta_\rho} m_\omega}{m_\rho^2 - s - i\sqrt{s} \Gamma_\rho},$$

где σ_V —значение сечения соответствующего резонанса при энергии, равной массе резонанса; $\theta_{\rho(\Phi)}$ —фазы резонансов; $\Gamma_{\rho ee}$, $\Gamma_{\omega ee}$ —электронные ширины резонансов; δ —амплитуда $\rho \leftrightarrow \omega$ перехода; $F(s)$ —фактор, учитывающий фазовый объем промежуточного ρ -состояния в распаде ω -мезона [16]; δ_R —радиационная поправка.

Для выделения $\pi^+ \pi^- \pi^0$ -событий использовались эксперимен-

тальные данные в интервале энергии $2E$ от 660 до 950 МэВ с интегральной светимостью 4.1 пб^{-1} . Анализировались события с двумя заряженными частицами и двумя фотонами—предположительно от распада π^0 -мезона. Фоновый вклад обусловлен процессами:

$$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma, \quad (12)$$

$$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma. \quad (13)$$

Эти процессы для нашего диапазона энергии были изучены в работах [17, 18]. Процесс (13) имитирует искомый распад из-за раздвоения ливней в калориметре. Для уменьшения вклада фоновых процессов требовалось, чтобы минимальный угол между частицами в плоскости, перпендикулярной пучкам, превышал 30° , а угол отклонения от коллинерности в этой же плоскости превышал 20° . Дополнительно требовалось выполнение законов сохранения энергии и импульса. Для этого была проведена кинематическая реконструкция событий [1] в предположении, что заряженные частицы являются пионами. Для подавления фона от процесса (12) применялась процедура e/π -разделения [19]. Эффективность регистрации процессов (10), (13) и сечение регистрации процесса (12) определялись методом Монте-Карло [8].

На рис. 4,а приведено сечение регистрации найденных событий, которое аппроксимировалось формулой

$$\sigma_{\text{vis}}(s) = \sigma_{\pi^+ \pi^- \pi^0}(s) \cdot \varepsilon_1(s) + \sigma_{\pi^+ \pi^- \gamma}(s) \cdot \varepsilon_2(s) + \sigma_{QED}, \quad (14)$$

где $\sigma_{\pi^+ \pi^- \pi^0}$, $\sigma_{\pi^+ \pi^- \gamma}$ —полные сечения; ε_1 , ε_2 —эффективности регистрации соответствующих процессов; σ_{QED} —сечение регистрации процесса (12). При аппроксимации данных значения параметров Φ -мезона и параметров m_ρ , Γ_ρ , $\Gamma_{\rho ee}$, $\Gamma_{\omega ee}$ были взяты из таблиц [12]. Использовалось значение фазы θ_ρ равно 0° , которое близко к предсказанию модели [14] и согласуется с экспериментальным значением $5.0 \pm 6.3^\circ$ [20]. Методом максимального правдоподобия определялись величины δ , σ_ω , Γ_ω . Были учтены точности в определении эффективностей регистрации $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ и в величине σ_{QED} . Полученные значения параметров σ_ω , Γ_ω согласуются с нашими результатами изучения ω -мезона [11]. Поведение сечения процесса (10) в исследуемом интервале энергии хорошо согласуется с формулой (11) (рис. 4,б) Мы получили значение $|\delta|$ не отличающееся значимо от нуля, поэтому приводим верхний предел этой величины на 90%-ном уровне достоверности: $|\delta| < 2.1 \text{ МэВ}$. Основная ошибка в определении величины δ —статистическая. Для оценки система-

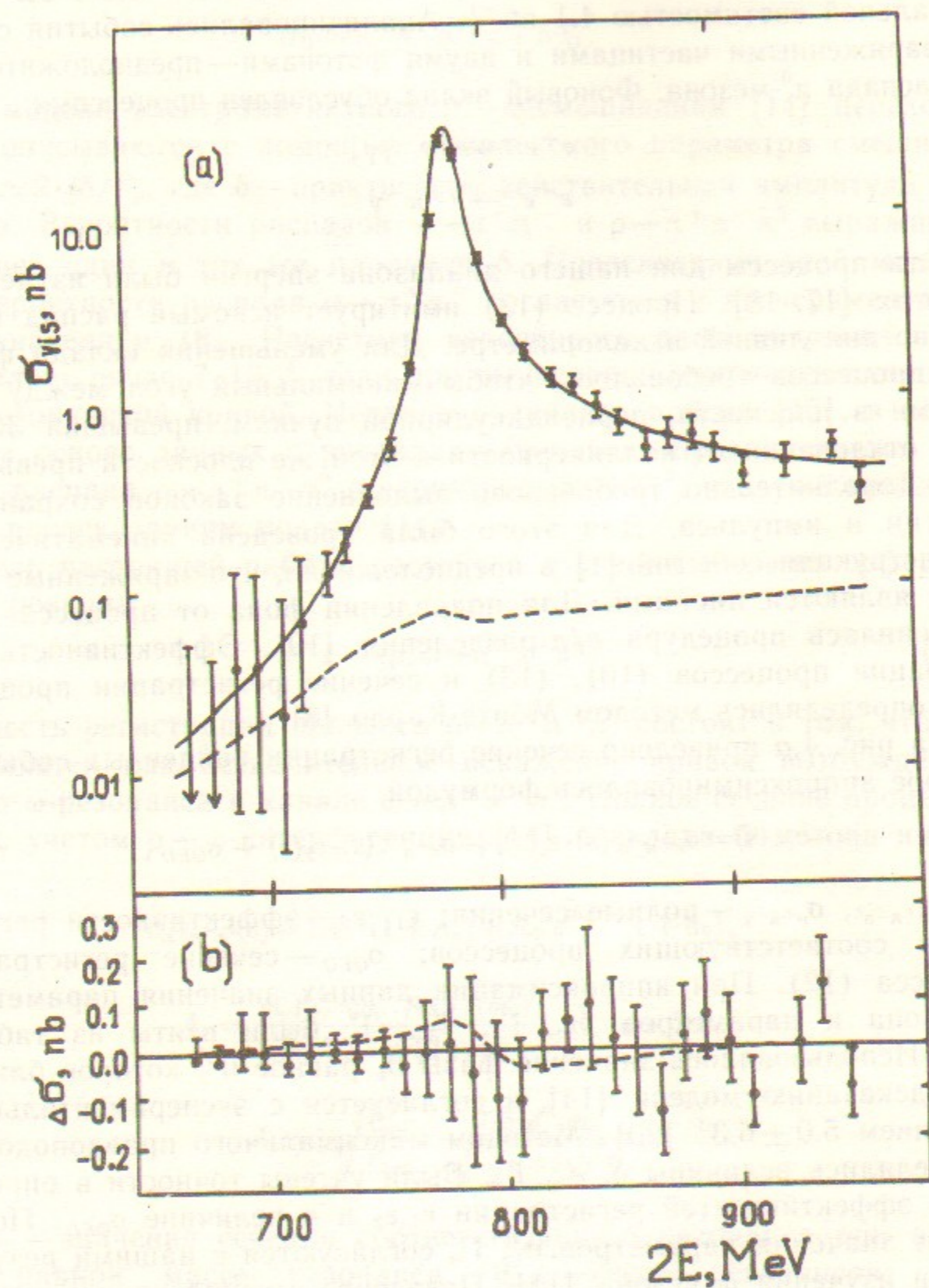


Рис. 4.

a — Сечение регистрации отобранных событий. Сплошная линия — оптимальная кривая, штриховая — вклад процесса (13), сечение регистрации процесса (12) составляет менее $3 \cdot 10^{-3}$ нб.
b — Разница между наблюдаемым сечением и оптимальной кривой. Штриховая линия соответствует верхнему пределу вклада от распада $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ в сечение регистрации на 90% уровне достоверности.

тической ошибки была проведена обработка с другими критериями отбора: без e/π -разделения и с ограничением на инвариантную массу пары фотонов. Кроме того, в качестве нормирующего процесса для определения светимости использовалась двухквантовая аннигиляция вместо упругого e^+e^- -рассеяния. В результате обработки с иными условиями отбора систематическая ошибка была оценена на уровне 25% от статистической.

Полученный в нашей работе верхний предел величины $|\delta|$ близок к ранее измеренному значению этой величины в распаде $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^-$. В модели [14] для величины $B(\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$, используя формулу $B \simeq 0.75 \cdot 4 \cdot |\delta|^2 / \Gamma_\rho^2$ *) получаем следующий верхний предел:

$$B(\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) < 5.8 \cdot 10^{-4}. \quad (15)$$

Наше ограничение (15) близко к теоретически ожидаемой величине $7 \cdot 10^{-4}$.

4. НАБЛЮДЕНИЕ РАСПАДА $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$

Изучая процесс $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, можно получить информацию о структуре $\omega - \pi^0$ -перехода. На рис. 5 изображена диаграмма этого процесса. Количественно электромагнитная структура вершины $\omega - \pi^0$ -перехода описывается переходным формфактором $F_{\omega\pi}(q^2)$,

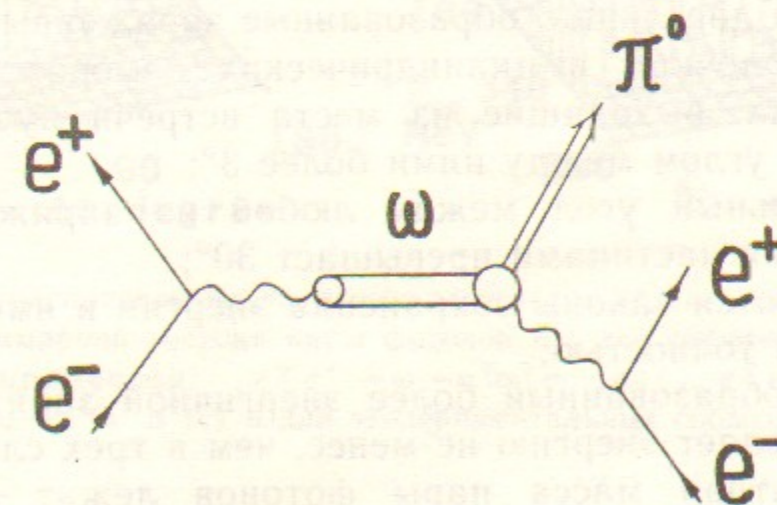


Рис. 5. Диаграмма процесса $e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-$.

*) Шестаков Г.И., частное сообщение.

зависящим от квадрата импульса q^2 виртуального фотона. В настоящее время данные о поведении $F_{\omega\pi}(q^2)$ получены в двух экспериментах: на Нейтральном детекторе при изучении процесса $e^+e^- \rightarrow \omega \pi^0$ [7] в области $q^2 = 1 \div 2 \text{ ГэВ}^2$ и на установке «ЛЕПТОН-Г» при изучении распада $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ [21] в области $q^2 = 0 \div 0.4 \text{ ГэВ}^2$. Поведение переходного формфактора в области $q^2 = 1 \div 2 \text{ ГэВ}^2$ хорошо описывается расширенной моделью векторной доминантности с $\rho'(1600)$. Учет константы $g_{\rho'\omega\pi}$ приводит к правильным ширинам распадов $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ и $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. Поведение переходного формфактора в области $q^2 = 0.2 \div 0.4 \text{ ГэВ}^2$ из данных по распаду $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ не согласуется с расширенной моделью векторной доминантности при тех же, что и в работе [7], значениях констант. Другие теоретические модели, перечисленные в обзоре [22], не могут объяснить имеющиеся экспериментальные данные. Поэтому поведение $F_{\omega\pi}(q^2)$ требует дальнейшего экспериментального и теоретического изучения.

В данной работе впервые наблюдался распад $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и измерена его относительная вероятность. В области энергии $2E$ от 770 до 800 МэВ была набрана интегральная светимость 1.2 пб^{-1} и зарегистрировано $8.6 \cdot 10^5$ распадов ω -мезона.

Для поиска процесса

$$e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^0 e^+e^- \quad (16)$$

отбирались события, удовлетворяющие следующим условиям:

- 1) событие содержит два ливня, образованные фотонами, и один или два ливня, образованные заряженными частицами;
- 2) по проволочкам в цилиндрических камерах было найдено два трека, выходящие из места встречи пучков, с азимутальным углом между ними более 3° ;
- 3) азимутальный угол между любой из заряженных и нейтральными частицами превышает 30° ;
- 4) выполняются законы сохранения энергии и импульса с аппаратной точностью;
- 5) ливень, образованный более энергичной заряженной частицей, выделяет энергию не менее, чем в трех слоях NaI(Tl);
- 6) инвариантная масса пары фотонов лежит вблизи массы π^0 -мезона в интервале от 85 до 185 МэВ.
- 7) энергия пары фотонов превышает 300 МэВ.

Второе условие позволило подавить фон от событий распада $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ с конверсией фотона отдачи в вакуумной камере. Третье и

четвертое условия позволили подавить пучковый фон, а также вклад от космических частиц и от процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$, который из-за флуктуаций ливня может имитировать конечное состояние $e^+e^- \gamma \gamma$. Определенный по моделированию вклад от распада

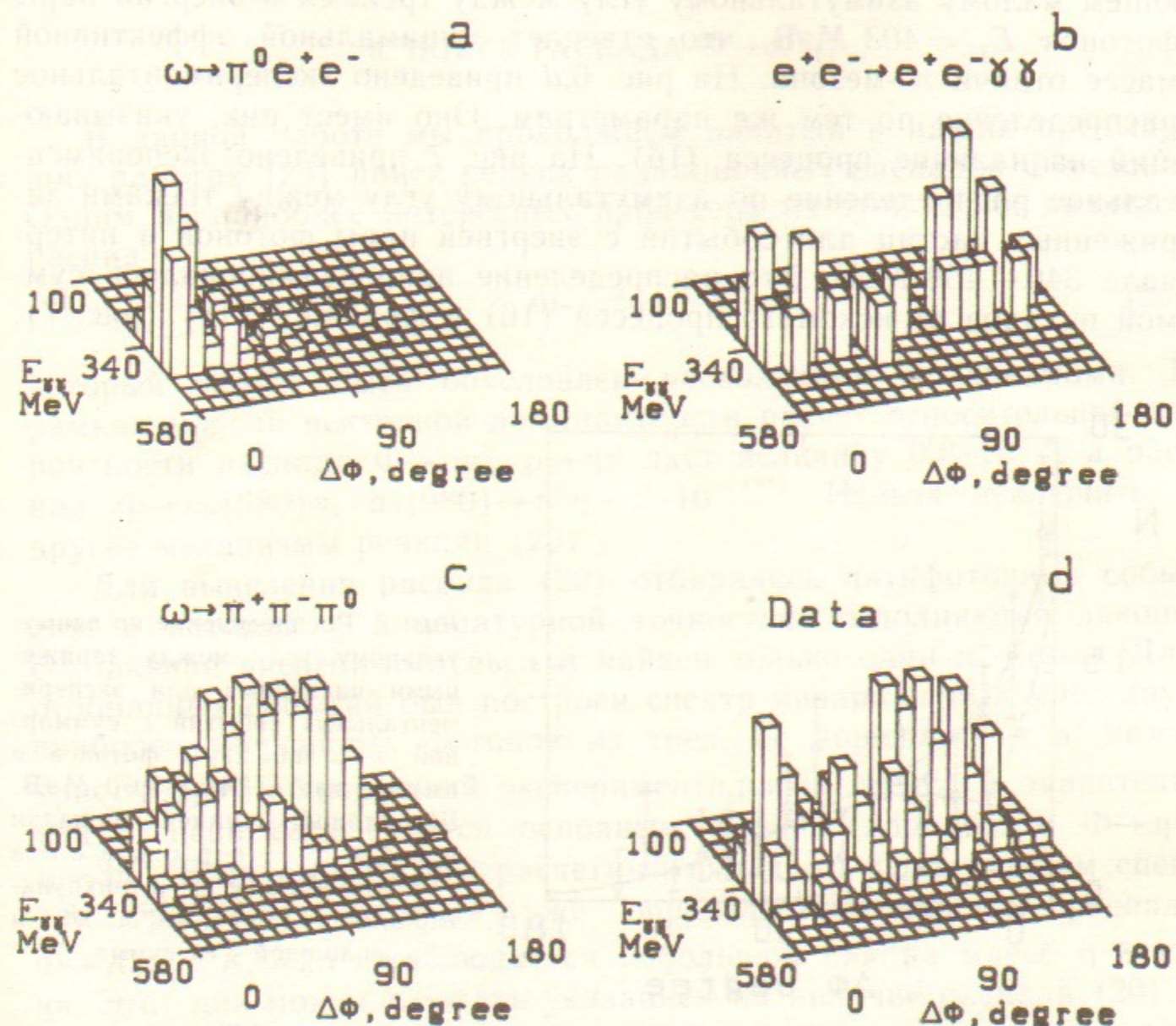


Рис. 6. Двумерное распределение по азимутальному углу $\Delta\phi$ между заряженными частицами и по суммарной энергии пары фотонов $E_{\gamma\gamma}$ для событий полученных моделированием процессов: $e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-$ (a); $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma\gamma$ (b); $e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ (c) и для экспериментальных событий (d).

$e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^0 \gamma$, $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$, в указанных условиях отбора, составил менее одного события.

Фон могут давать следующие процессы:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma\gamma \text{ (КЭД)}, \quad (17)$$

$$e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0. \quad (18)$$

На рис. 6,а—6,с приведены двумерные распределения по азимутальному углу между треками заряженных частиц и энергии пары фотонов, полученные моделированием процессов (16—18). Большая часть событий процесса (16) лежит в пике, соответствующем малому азимутальному углу между треками и энергии пары фотонов $E_{\gamma\gamma}=403$ МэВ, что отвечает минимальной эффективной массе отдачи π^0 -мезона. На рис. 6,д приведено экспериментальное распределение по тем же параметрам. Оно имеет пик, указывающий на наличие процесса (16). На рис. 7 приведено экспериментальное распределение по азимутальному углу между треками заряженных частиц для событий с энергией пары фотонов в интервале 340—460 МэВ. Это распределение аппроксимировалось суммой вкладов от искомого процесса (16) и фонового (18) (рис. 7).

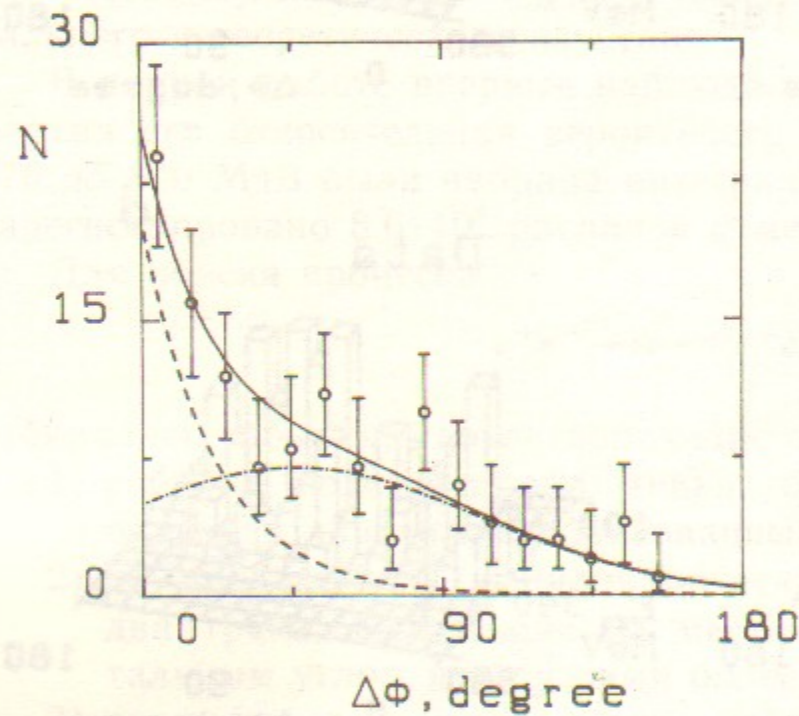


Рис. 7. Распределение по азимутальному углу между заряженными частицами для экспериментальных событий с суммарной энергией пары фотонов в интервале 340—460 МэВ. Штриховой линией показан вклад процесса $e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-$, штрихпунктирной — $e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ и сплошной — их сумма.

Определенный по моделированию вклад процесса (17) в этих условиях составил 3 события и в дальнейшем не учитывался. Число событий процесса (16) оказалось равным $43 \pm 10 \pm 10$, где первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая, связанная с аппроксимацией распределения фона. Вероятность отличия от нуля составила 98.5%. Учитывая эффективность регистрации процесса (16) 8.5%, определенную по моделированию, получаем относительную вероятность распада

$$B(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = (0.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}, \quad (19)$$

что согласуется с расчетным значением $0.87 \cdot 10^{-3}$ [22].

Информацию о поведении переходного формфактора можно получить по спектру отдачи π^0 -мезона, однако, малая статистика и наличие фона не позволили сделать это в нашем эксперименте.

5. ПОИСК РАСПАДА $\Phi \rightarrow \pi^0 \eta \gamma$

В данной работе мы продолжаем начатый в наших предыдущих работах [23] поиск редких радиационных распадов Φ -мезона. Одним из наиболее интересных процессов из этой серии является распад



который может быть обусловлен несколькими механизмами. В рамках модели векторной доминантности расчет относительной вероятности распада $\Phi \rightarrow \rho \pi^0$, $\rho \rightarrow \eta \gamma$ дает величину $0.8 \cdot 10^{-5}$, а распад $\Phi \rightarrow a_0(980) \gamma$, $a_0(980) \rightarrow \pi^0 \eta$ — $2 \cdot 10^{-4**}$. Нельзя исключить и другие механизмы реакции (20).

Для выделения распада (20) отбирались пятифотонные события, в которых с аппаратной точностью выполняются законы сохранения энергии-импульса и найден только один π^0 -мезон. Для отобранных событий был построен спектр инвариантных масс двух наиболее энергичных фотонов из трех, не вошедших в π^0 -мезон (рис. 8,а). Наблюдаемый экспериментальный спектр в значительной степени определяется основным фоновым процессом $\Phi \rightarrow \eta \gamma$, $\eta \rightarrow 3\pi^0$. Если вычесть его расчетный вклад, то в полученном спектре (рис. 8,б), который уже определяется вкладом распада $\Phi \rightarrow K_S K_L$, $K_S \rightarrow 2\pi^0$, наблюдается небольшой пик на массе η -мезона. Этот пик может служить указанием на наличие распада (20).

Для того, чтобы определить число событий искомого процесса, полученное распределение аппроксимировалось суммой пика от распада (20) и гладкой кривой, описывающей фон. В результате было получено, что статистическая достоверность наблюдаемого пика составляет лишь около двух стандартных отклонений, что позволяет установить верхний предел числа событий распада (20). Используя этот предел, а также эффективность регистрации $\sim 1\%$, можно установить следующий верхний предел относительной веро-

***) Ачасов Н.Н., частное сообщение.

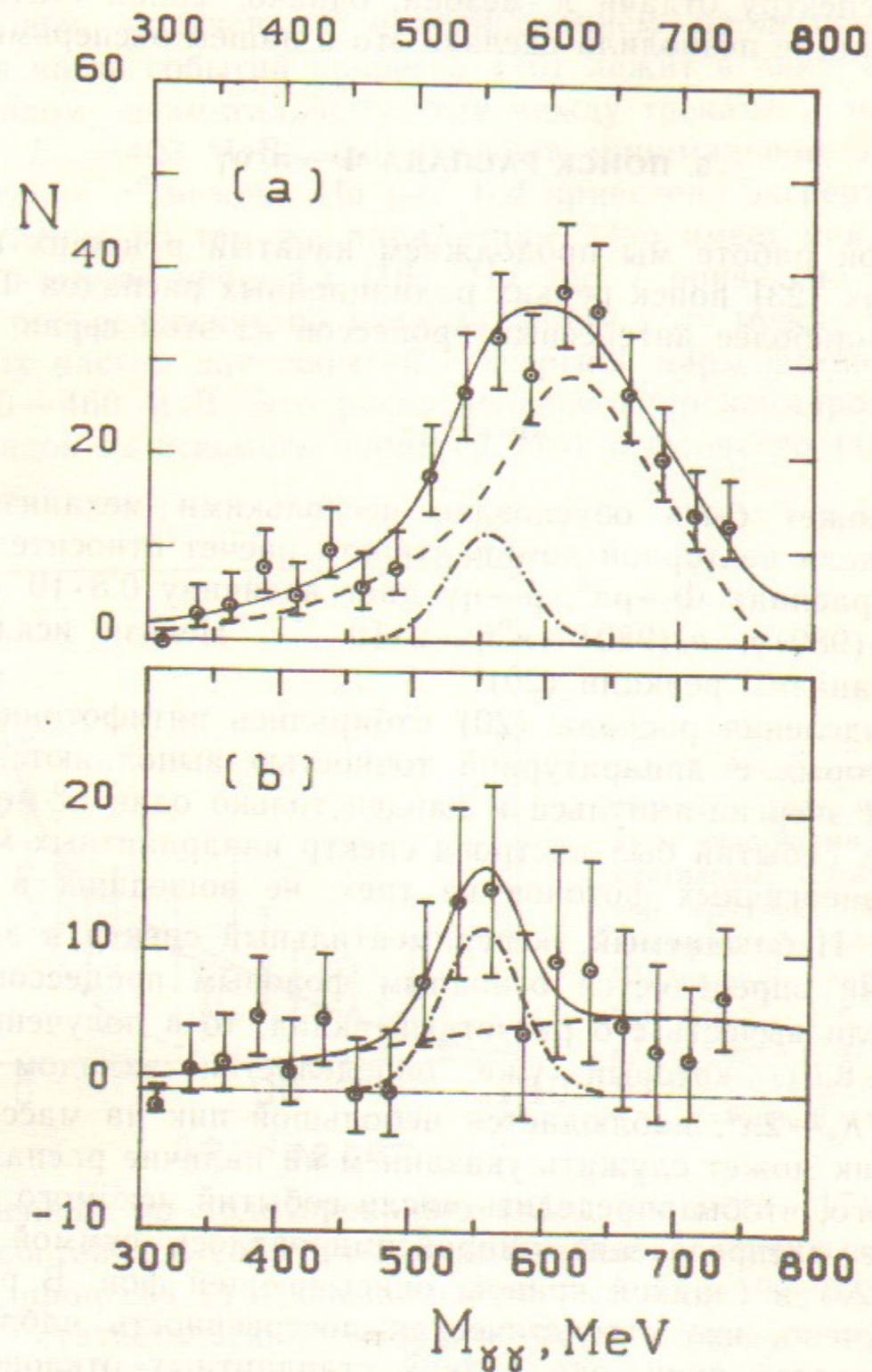


Рис. 8. Спектр инвариантных масс двух самых энергичных фотонов из трех в экспериментальных $\pi^0\gamma\gamma$ -событиях. Сплошная линия — оптимальная кривая, штрихпунктирная линия — моделирование распада $\Phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma$.
 а — все события. Штриховая линия — вклад распада $\Phi \rightarrow \eta\gamma$;
 б — вычтен вклад распада $\Phi \rightarrow \eta\gamma$. Штриховая линия — аппроксимация фона.

ятности распада:

$$B(\Phi \rightarrow \pi^0\eta\gamma) < 2.5 \cdot 10^{-3} \quad (\text{уровень доверия } 90\%), \quad (21)$$

который на порядок превышает расчетную величину. Следует отметить, что дальнейшее изучение этого распада представляет большой интерес. Если распад (20) действительно существует на уровне $\sim 10^{-3}$, то его величина не может быть объяснена известными механизмами**).

6. ЭЛЕКТРОННАЯ ШИРИНА η' -МЕЗОНА

Прямое рождение η' -мезона на встречных e^+e^- -пучках возможно через двухфотонное промежуточное состояние (см. диаграмму на рис. 9). Относительная вероятность распада η' -мезона

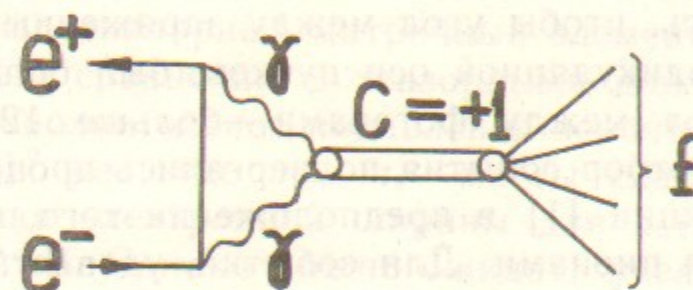
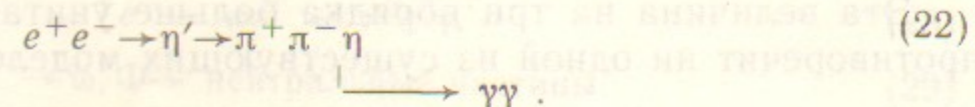


Рис. 9. Диаграмма прямого рождения C-четного резонанса на встречных e^+e^- -пучках.

на электрон и позитрон вычисляется через его двухфотонную ширину. В пределе, когда оба фотона находятся на массовой поверхности, она равна $6.8 \cdot 10^{-10}$ [22]. Однако учет формфактора перехода η' -мезона в два фотона может на порядок увеличить эту вероятность [24]. Поэтому значение электронной ширины могло бы прояснить структуру формфактора.

На Нейтральном детекторе была предпринята попытка измерить электронную ширину η' -мезона. Для этого был проведен эксперимент в интервале энергии $2E$ от 955.5 до 959.5 МэВ с шагом 0.5 МэВ и интегральной светимостью 534 нб^{-1} .

Прямое рождение η' -мезона можно надежно идентифицировать по реакции



**) Смотри сноску на странице 18.

Распад η' -мезона в реакции (22) обладает относительно большой вероятностью при малом числе конечных частиц и имеет следующие особенности: инвариантная масса двух фотонов равна массе η -мезона, минимальный угол между фотонами приближенно равен 134° , максимальная энергия π -мезонов меньше 300 МэВ, поэтому они останавливаются в первом слое NaI(Tl).

Наиболее вероятным источником фона являются процессы: $e^+e^- \rightarrow \omega, \Phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ [6], которые вследствие неточной идентификации частиц могут восприниматься как искомый процесс (22).

Для поиска процесса (22) отбирались события с двумя заряженными частицами и двумя фотонами, удовлетворяющие перечисленным ниже условиям. Фотоны вызывают срабатывание ливневых камер, заряженные частицы останавливаются в первом слое NaI(Tl). Так как пионы не выделяют всей своей энергии в калориметре, отбирались события с полным энергосодержанием менее $1.6 \cdot E$. Требовалось, чтобы угол между заряженными частицами в плоскости, перпендикулярной оси пучков, был больше 5° , а пространственный угол между фотонами — больше 120° . Прошедшие предварительный отбор события подвергались процедуре кинематической реконструкции [1] в предположении того, что заряженные частицы являются пионами. Для событий, удовлетворяющих после реконструкции законам сохранения энергии и импульса, вычислялась инвариантная масса пары фотонов. Ее значение должно лежать в интервале от 450 до 600 МэВ. Эффективность регистрации рассчитана с помощью моделирования методом Монте-Карло. В перечисленных условиях отбора она равна 1% по отношению ко всем распадам η' -мезона.

В эксперименте не было зарегистрировано событий, удовлетворяющих указанным выше условиям отбора. При вычислении предела на электронную ширину η' -мезона учитывалось, что радиационные поправки и среднеквадратичный разброс по энергии в пучках (0.38 МэВ), сравнимый с шириной η' -мезона, размывают форму резонансного сечения. Получено ограничение на относительную вероятность распада $\eta' \rightarrow e^+e^-$:

$$B(\eta' \rightarrow e^+e^-) < 2.1 \cdot 10^{-7} \text{ или } \Gamma(\eta' \rightarrow e^+e^-) < 0.06 \text{ эВ}, \quad (23)$$

уровень достоверности 90%.

Эта величина на три порядка больше унитарного предела и не противоречит ни одной из существующих моделей формфакторов.

7. ВЕРХНИЕ ПРЕДЕЛЫ ЭЛЕКТРОННЫХ ШИРИН $f_0(975)$ -, $f_2(1270)$ -, $f_0(1300)$ -, $a_0(980)$ -, $a_2(1320)$ -МЕЗОНОВ.

Так же как и η' -мезон, скалярные и тензорные С-четные резонансы могут рождаться в прямом канале на встречных e^+e^- -пучках только через двухфотонное промежуточное состояние (рис. 9). Двухфотонные ширины $f_2(1270)$ -, $a_0(980)$ -, $a_2(1320)$ -мезонов были недавно измерены [26]. В унитарном пределе (промежуточные фотоны на массовой поверхности) можно оценить электронную ширину для этих мезонов. Для тензорных мезонов она должна быть примерно в α^2 раз меньше двухфотонной ширины и равна ~ 0.01 эВ для $a_2(1320)$ -мезона и 0.03 эВ для $f_2(1270)$ -мезона (оценка по результатам работы [27]). Для скалярных мезонов расчет электронной ширины можно сделать по аналогии с работами [28], где псевдоскалярный матричный элемент нужно заменить на скалярный. По сравнению с тензорными для скалярных мезонов возникает дополнительное подавление вероятности по спиралиности в $(m_e/m_s)^2$ раз, где m_e , m_s — массы скалярного мезона и электрона. Оценка электронной ширины для $a_0(980)$ -мезона дает значение $4 \cdot 10^{-6}$ эВ. Однако можно ожидать увеличения этой цифры в 10 раз за счет вклада от формфактора перехода С-четного резонанса в два фотона.

В области энергии $2E$ от 0.5 до 1.4 ГэВ на Нейтральном детекторе имеются данные с интегральной светимостью 19 пб^{-1} . Используя их мы установили верхние пределы на электронные ширины $f_0(975)$ -, $f_2(1270)$ -, $f_0(1300)$ -, $a_0(980)$ -, $a_2(1320)$ -мезонов в следующих реакциях:

$$e^+e^- \rightarrow f_0(975), f_2(1270), f_0(1300) \rightarrow \pi^0\pi^0, \quad (24)$$

$$e^+e^- \rightarrow a_0(980), a_2(1320) \rightarrow \pi^0\eta, \quad (25)$$

дающих в конечном состоянии четыре фотона. Фоновыми в этом случае могут быть процессы:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma, \quad (26)$$

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma, \quad (27)$$

$$e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma, \quad (28)$$

$$e^+e^- \rightarrow \omega, \Phi \rightarrow \text{нейтральные частицы}. \quad (29)$$

События типа (26) могут восприниматься как искомые, когда в

калориметре широкий ливень имитирует две частицы. Реакция (27) представляет собой обычный КЭД процесс. Величина вклада в сечение регистрации от процессов (26), (27) мала и в дальнейшем не учитывалась. Вклад от процесса (28) [25] можно ожидать из-за неточной идентификации частиц. По этой же причине возможен фон от нейтральных распадов ω - и Φ -мезонов (29).

Были отобраны события с четырьмя фотонами в калориметре, удовлетворяющие законам сохранения энергии и импульса. Все фотоны должны были вызвать срабатывание ливневых камер. Энерговыведение в каждом ливне должно быть больше 20 МэВ, а пространственный угол между любыми двумя фотонами должен превышать 20° . В распаде пиона с энергией 700 МэВ минимальный угол между фотонами примерно равен 22° , поэтому указанное ограничение не должно сильно влиять на отбор искоемых событий.

Для каждого события четыре фотона можно сгруппировать в две пары тремя возможными комбинациями. Для каждой пары фотонов можно вычислить ее инвариантную массу. На рисунке 10 показаны двумерные распределения событий по меньшей $m_{\gamma\gamma}^{low}$ и большей $m_{\gamma\gamma}^{high}$ инвариантным массам. Каждое событие на рисунке представлено тремя точками, которые соответствуют трем возможным комбинациям пар фотонов. Для промежуточных состояний $\pi^0\pi^0$ ($\pi^0\eta$), полученных моделированием методом Монте-Карло распадов С-четных резонансов (рис. 10, a, b, e, f, g), заметно скопление точек при $m_{\gamma\gamma}^{low} = m_{\pi^0}$, $m_{\gamma\gamma}^{high} = m_{\pi^0}$ (m_η). Все остальные точки на этих диаграммах являются комбинаторным фоном. Для процесса (27) точки равномерно распределены по кинематически допустимой области (рис. 10, d). Для реакции (28) характерно увеличение плотности точек в полосе при $m_{\gamma\gamma}^{low} = m_{\pi^0}$ (рис. 10, c). Такое же распределение наблюдается для экспериментальных событий при энергии $2E > 1$ ГэВ (рис. 10, k и l). Здесь оказывается существенным вклад от процесса (28). При энергии $2E < 1$ ГэВ в указанных областях диаграммы нет особенностей (рис. 10, i и j). Промежуточные $\pi^0\pi^0$ -состояния отбирались при помощи условий: $90 < m_{\gamma\gamma}^{low} < 180$ МэВ и $90 < m_{\gamma\gamma}^{high} < 180$ МэВ. Аналогично для $\pi^0\eta$ -состояний: $90 < m_{\gamma\gamma}^{low} < 180$ МэВ и $500 < m_{\gamma\gamma}^{high} < 600$ МэВ. Сечения регистрации для указанных условий отбора по инвариантным массам показаны на рис. 11 a, b. При энергии соответствующей массам ω - и Φ -мезонов, наблюдаются пики, объясняемые фоновыми процессами (29). Кроме того, заметно увеличение сечения при $2E > 1$ ГэВ, что связано с пороговым ростом сечения процесса (28).

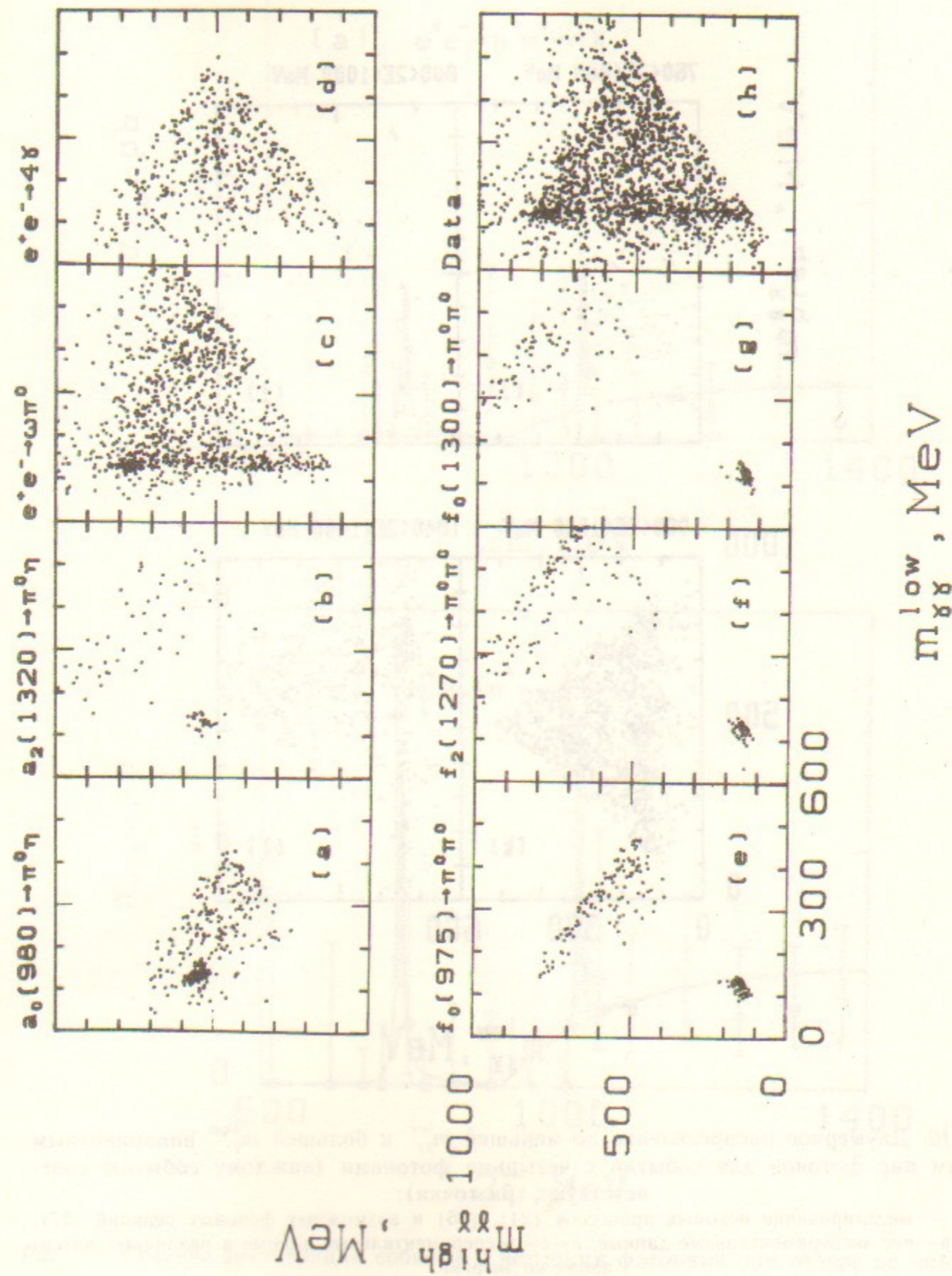


Рис. 10. (a—h)

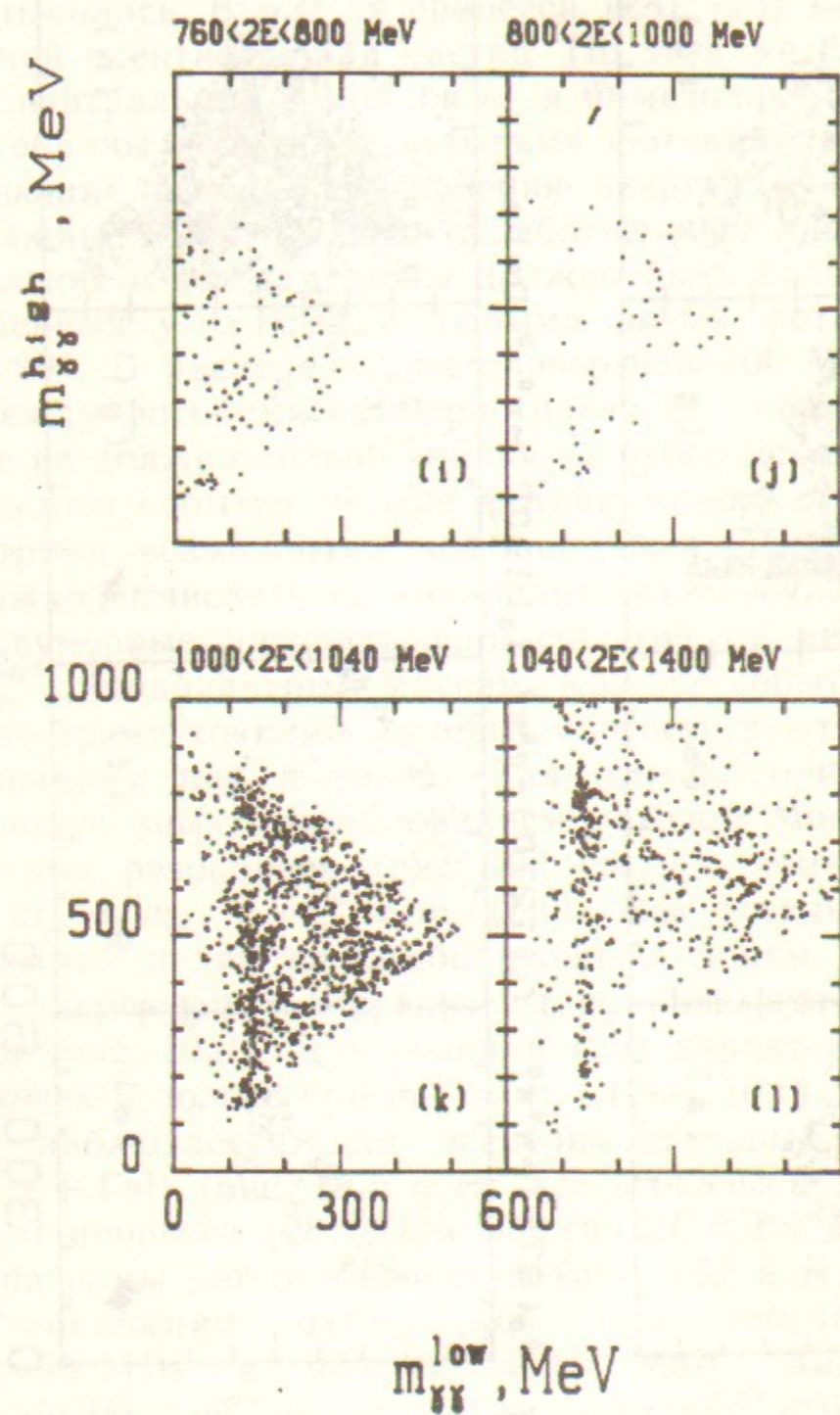


Рис. 10. Двумерное распределение по меньшей $m_{\gamma\gamma}^{low}$ и большей $m_{\gamma\gamma}^{high}$ инвариантным массам пар фотонов для событий с четырьмя фотонами (каждому событию соответствуют три точки):

$a-g$ — моделирование искомым процессам (24), (25) и возможных фоновых реакций (27), (28); h — все экспериментальные данные; $i-l$ — экспериментальные данные в различных интервалах по энергии.

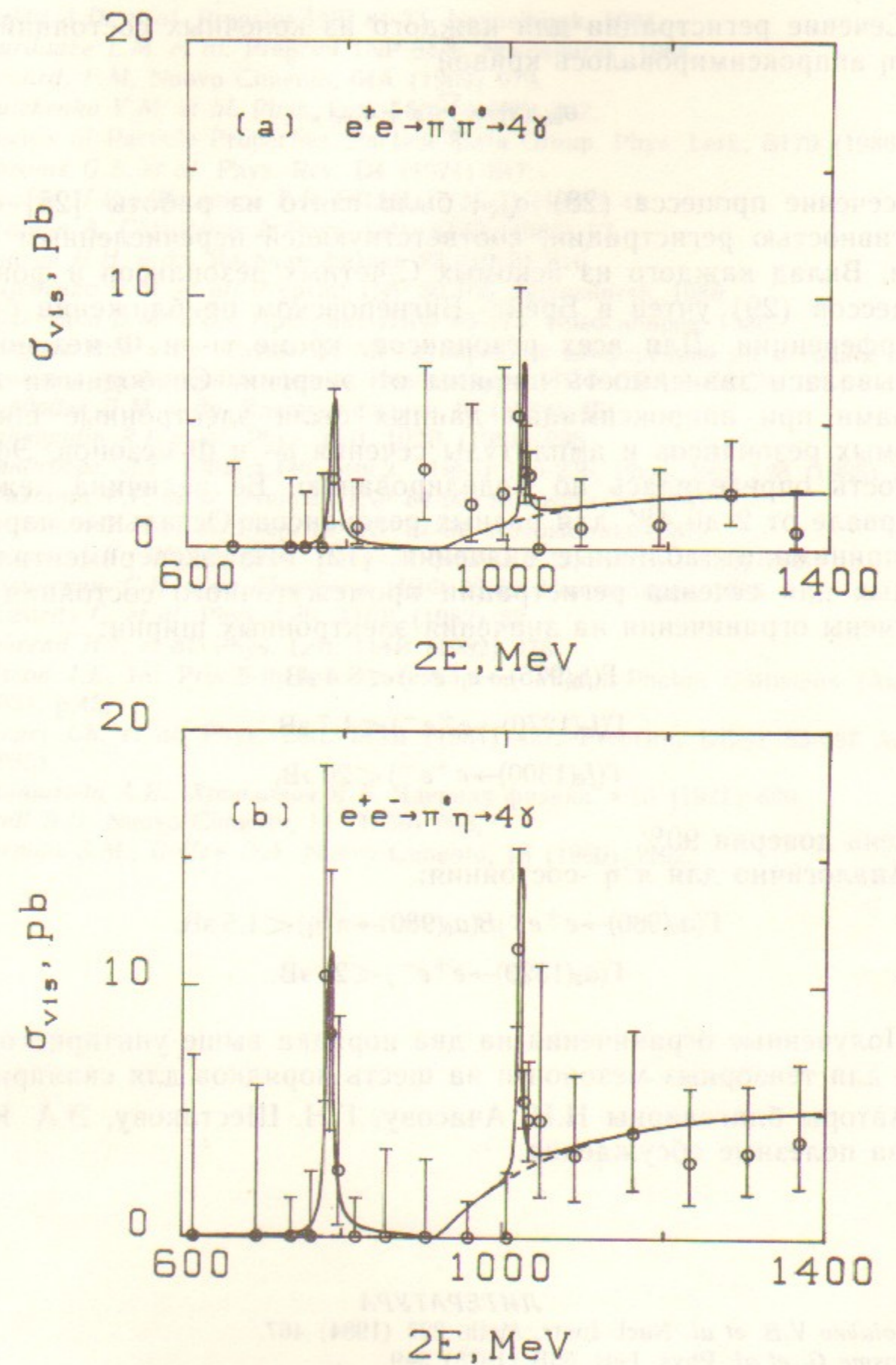


Рис. 11. Сечения регистрации событий с четырьмя фотонами при отборе по инвариантным массам промежуточных состояний: $\pi^0\pi^0$ (a); $\pi^0\eta$ (b); сплошная кривая — полное сечение регистрации, пунктиром показан вклад от процесса (28).

Сечение регистрации для каждого из конечных состояний $\pi^0\pi^0$ и $\pi^0\eta$ аппроксимировалось кривой

$$\sigma_{vis}(s) = \sum_R \sigma_R + \sigma_{\omega\pi^0}, \quad (30)$$

где сечение процесса (28) $\sigma_{\omega\pi^0}$, было взято из работы [25] с эффективностью регистрации, соответствующей перечисленным условиям. Вклад каждого из искоемых С-четных резонансов и фоновых процессов (29) учтен в Брейт-Вигнеровском приближении без их интерференции. Для всех резонансов, кроме ω - и Φ -мезонов, не учитывалась зависимость ширины от энергии. Свободными параметрами при аппроксимации данных были электронные ширины искоемых резонансов и амплитуды сечения ω - и Φ -мезонов. Эффективность определялась по моделированию. Ее величина лежит в интервале от 2 до 4% для разных резонансов. Остальные параметры принимали табличные значения [12]. Из экспериментальных данных для сечения регистрации промежуточного состояния $\pi^0\pi^0$ получены ограничения на значения электронных ширин:

$$\begin{aligned} \Gamma(f_0(975) \rightarrow e^+e^-) &< 8.4 \text{ эВ}, \\ \Gamma(f_2(1270) \rightarrow e^+e^-) &< 1.7 \text{ эВ}, \\ \Gamma(f_0(1300) \rightarrow e^+e^-) &< 20 \text{ эВ}, \end{aligned} \quad (31)$$

уровень доверия 90%.

Аналогично для $\pi^0\eta$ -состояния:

$$\begin{aligned} \Gamma(a_0(980) \rightarrow e^+e^-) \Gamma(a_0(980) \rightarrow \pi^0\eta) &< 1.5 \text{ эВ}, \\ \Gamma(a_2(1320) \rightarrow e^+e^-) &< 25 \text{ эВ}. \end{aligned} \quad (32)$$

Полученные ограничения на два порядка выше унитарного предела для тензорных мезонов и на шесть порядков для скалярных.

Авторы благодарны Н.Н. Ачасову, Г.Н. Шестакову, Э.А. Кураеву за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Golubev V.B. et al. Nucl. Instr. Meth. 227 (1984) 467.
2. Cosme G. et al. Phys. Lett. 63B (1976) 349.
3. Kurdadze L.M. et al. JETP (Lett.) 43 (1986) 497, in Russian.
4. Bacci C. et al. Nucl. Phys. B184 (1981) 31.
5. Cosme G. et al. Nucl. Phys. B152 (1979) 215.
6. Aulchenko V.M. et al. Preprint INP 86-106. Novosibirsk, 1986.
7. Dolinsky S.I. et al. Phys. Lett. 174B (1986) 453.

8. Bukin A.D. et al. Preprint INP 84-33. Novosibirsk, 1984.
9. Kurdadze L.M. et al. Preprint INP 84-7. Novosibirsk, 1984.
10. Renard, F.M. Nuovo Cimento, 64A (1969) 979.
11. Aulchenko V.M. et al. Phys. Lett. 186B (1987) 432.
12. Review of Particle Properties, Particle Data Group. Phys. Lett., B170 (1986).
13. Abrams G.S. et al. Phys. Rev. D4 (1971) 647.
14. Ачасов Н.Н., Шестаков Г.Н. ЭЧАЯ, 9, № 1, (1978) 48.
15. Bramon A. Casulleras J. Phys. Lett. B173 (1986) 97.
16. Ачасов Н.Н. и др. Ядерная физика 23 (1976) 616.
17. Aulchenko V.M. et al. Preprint INP 86-105. Novosibirsk, 1986.
18. Аульченко В.М. и др. Препринт ИЯФ 86-173. Новосибирск, 1986.
19. Голубев В.Б. и др. Труды III Международной конференции по методике экспериментов на встречных пучках, Новосибирск, ИЯФ СОАН СССР, 1984.
20. Курдадзе Л.М. и др. Ядерная физика 40 (1984) 451.
21. Dzhelyadin R.I. et al. Phys. Lett. 102B (1981) 296.
22. Ландсберг, Л.Г. УФН т.146, вып.2, (1985) 185-236, Phys. Rep. 128 (1985) 301.
23. Druzhinin V.P. et al. Preprint INP 84-93. Novosibirsk, 1984, Druzhinin V.P. et al. Preprint INP 87-52. Novosibirsk, 1987.
24. Иванов А.Н., Шехтер В.М. Ядерная физика т.32, вып.3, (1980) 796.
25. Долинский, С.И. и др. Препринт ИЯФ 86-69. Новосибирск, 1986.
26. Edwards C. et al. Phys. Lett. 110B (1982) 82, Behrend H.J. et al. Phys. Lett. 114B (1982) 378, Olsson J.E. In: Proc.5-th Int. Workshop on Photon-Photon Collisions (Aachen, 1983), p.45, Berger Ch. et al. Phys. Lett. 149B (1984) 427; Preprint, DESY 85-097 August (1985).
27. Вайнштейн А.И., Хрипович И.Б. Ядерная физика, т.13 (1971) 620.
28. Drell S.D. Nuovo Cimento, 11 (1959) 693, Berman S.M., Geffen D.A. Nuovo Cimento, 18 (1960) 1192.

*В.М.Аульченко, С.И.Долинский, В.П.Дружинин,
М.С.Дубровин, С.И.Эйдельман, Е.С.Глускин, В.Б.Голубев,
В.Н.Иванченко, П.М.Иванов, Г.Я.Кезерашвили, И.А.Кооп,
А.П.Лысенко, А.А.Михайличенко, И.Н.Нестеренко,
Е.В.Пахтусова, Е.А.Переведенцев, А.Н.Перышкин,
А.А.Полунин, И.Ю.Редько, С.И.Середняков, В.А.Сидоров,
А.Н.Скринский, А.С.Соколов, Ю.М.Шатунов,
И.Б.Вассерман, П.В. Воробьев, Ю.В. Усов*

**Поиск процессов с малым сечением
в экспериментах с Нейтральным детектором на ВЭПП-2М**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 3 июля 1987 г.
Подписано в печать 10.07 1987 г. МН 08251.
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,5 печ.л., 2,0 уч.-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 99

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапринтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*